Die Energieverteilung im Röntgen-Bremsspektrum in Abhängigkeit von Röhrenspannung und Antikathodenmaterial

(Auszug)

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Julius-Maximilians-Universität Würzburg

vorgelegt von
Diplom-Physiker
Reinhold Fuchs
aus Winterhausen bei Würzburg

Referent: Prof. Dr. H. Kulenkampff

Würzburg 1954

Tag der mündl. Prüfung:

15. Nov. 1954

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

Handelsdruckerei

Einleitung

Genauere Untersuchungen über die spektrale Intensitätsverteilung der Röntgenbremsstrahlung massiver Antikathoden wurden erstmalig von Kulenkampff (Ann. d. Phys. **69**, 548, 1922) vorgenommen. Die Messungen, welche mittels Kristallspektrometer und Ionisationskammer an verschiedenen Antikathoden-Elementen ausgeführt wurden, erstreckten sich über einen Spannungsbereich von 7–12 kV.

Nach Berücksichtigung der die Verteilung entstellenden Einflüsse ergab sich für diese ein einfaches Gesetz: Die Spektren werden, im Frequenzmaßstab aufgetragen, im größten Teil ihres Verlaufes durch gerade Linien dargestellt, deren Neigung in 1. Näherung proportional der Ordnungszahl Z des Antikathodenelementes und unabhängig von der Spannung ist.

Später bestätigten Kulenkampff und Schmidt (Ann. d. Phys. **43**, 494, 1943) auf Grund ihrer Untersuchungen an einer Wolfram-Antikathode auch bei höheren Spannungen (20–50 kV) im wesentlichen diese Gesetzmäßigkeit. Da bei diesen Messungen aber die Veränderlichkeit des Kristallreflexionsvermögens mit der Wellenlänge unberücksichtigt geblieben war, wurden von Fuchs und Kulenkampff (ZS f. Phys. **137**, 583, 1954) nochmals ähnliche Untersuchungen angestellt und eine Korrektion hinsichtlich des Reflexionsvermögens an den Messungen zusätzlich angebracht. Dabei stellte sich heraus, daß im Falle einer Wolfram-Antikathode die wahre Intensitätsverteilung sich nicht durch eine Gerade darstellen läßt, daß jedoch ein „ideales Spektrum", das entstehen würde, falls keine Elektronenrückdiffusion vorhanden wäre, wieder den einfachen linearen Verlauf zeigt.

In der vorliegenden Arbeit wurden diese Messungen auch auf andere Antikathodenelemente ausgedehnt mit dem Ziel, das Röntgenbremsspektrum einer massiven Antikathode in Abhängigkeit von der Ordnungszahl und der Röhrenspannung in einem möglichst großen Wellenlängenbereich zu untersuchen.

Meßanordnung

Die Apparatur bestand wie bei Kulenkampff und Schmidt aus einer Metallröntgenröhre und einem Kristallspektrometer mit Ionisationskammer und Elektrometer. Die Röntgenröhre war, um hinsichtlich der Rückdiffusion klare Verhältnisse zu schaffen, etwas abweichend von der früher benutzten konstruiert: Der Glühkathode stand als Anode eine zugleich als Blende wirkende Messingplatte gegenüber, die nur zum Durchtritt des Elektronenstrahls einen engen Spalt besaß. Die Antikathode befand sich dahinter in einem feldfreien Raum. Ein Aluminiumzylinder, der die Antikathode umgab und ebenso wie diese von der übrigen Röhre isoliert war, diente zum Auffangen der Rückdiffusions- und Sekundärelektronen. Der auf die Antikathode auftreffende Gesamtstrom, auf den die Messungen bezogen sind, konnte so als Summe der von Antikathode und Zylinder abfließenden Ströme zuverlässig bestimmt werden.

Die Beobachtung der Röntgenstrahlen erfolgte unter einem Winkel von 90^0 zur Elektronenstrahlrichtung. Die Antikathode war um eine senkrecht zu beiden Richtungen stehende Achse drehbar. Ihre Oberfläche bildete bei den Messungen an Al und Cu mit der Beobachtungsrichtung einen Winkel von 45^0, bei den Messungen an Ag einen von 15^0.

Messung und Auswertung

Gemessen wurden die Spektren von Al und Cu bei den Spannungen 20, 30 und 40 kV und das Ag-Spektrum bei 40 kV. Um die wahre Intensitätsverteilung zu erhalten, wurden die Meßwerte korrigiert hinsichtlich der Absorption der Strahlen auf dem Weg von ihrem Entstehungsort bis zum Eintritt in die Ionisationskammer, hinsichtlich der endlichen Kammerlänge und in bezug auf das Reflexionsvermögen des Spektrometerkristalls.

Der in der Cu-Antikathode absorbierte Bruchteil wurde nach einem von Webster und Hennings (Phys. Rev. **21**, 301, 1923) angegebenen Verfahren bestimmt: Danach läßt sich, falls das Antikathodenmaterial im untersuchten Wellenlängenbereich einen Absorptionssprung aufweist, aus dem Intensitätsverhältnis im Spektrum beiderseits der Kante eine mittlere Entstehungstiefe der Strahlung ermitteln. Bei Ag wurde eine von Kulenkampff stammende Methode vorgezogen, wonach die Absorption in der Antikathode aus der Veränderung der Röntgenstrahlintensität mit dem Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Antikathodenoberfläche bestimmt wird. Die Absorption in der Al-Antikathode läßt sich wegen der Kleinheit des Schwächungskoeffizienten für Al mit genügender Genauigkeit aus der mittleren Eindringtiefe der Elektronen berechnen.

Die übrigen Absorptionskorrektionen konnten ebenfalls leicht rechnerisch ermittelt werden. Das Reflexionsvermögen des verwendeten Kalkspatkristalls ist aus einer Dipl.-Arbeit von Hildenbrand (unveröffentlicht) im untersuchten Wellenlängengebiet bekannt. Die Reflexionen in 2. und 3. Ordnung wurden in Anlehnung an früheren Arbeiten mit 5% bzw. 2% der 1. Ordnung berücksichtigt; Reflexionen höherer Ordnungen können vernachlässigt werden.

Einfluß der Rückdiffusion

Die nach Ausführung der obigen Korrektionen erhaltenen Spektren müssen, wenn sie für die verschiedenen Metalle miteinander verglichen werden sollen, noch in folgender Hinsicht ergänzt werden: Infolge der Rückdiffusion tritt ein Teil der Elektronen, der stark vom Antikathodenmaterial und vom Winkel zwischen Antikathodenoberfläche und Kathodenstrahl abhängt, mit mehr oder weniger großen Energieverlusten wieder rückwärts aus der Antikathode heraus und geht für die weitere Strahlungserzeugung verloren. Der dadurch fehlende Anteil an Röntgenstrahlung kann aber, da Anzahl und Energieverteilung der Rückdiffusionselektronen nach einer Arbeit von Kulenkampff und Spyra (ZS. f. Phys. **137**, 416, 1954) bekannt sind, leicht berechnet und zur wahren Intensität hinzugefügt werden, sodaß ein „ideales Spektrum" entsteht, das von der im speziellen benutzten Versuchsanordnung ziemlich unabhängig ist und bei dem auch sekundäre Einflüsse des Antikathodenmaterials weitgehend ausgeschaltet sind.

Zur praktischen Ausführung dieser Ergänzung wurde das Energiespektrum der Rückdiffusionselektronen in einzelne Bereiche zerlegt und die zugehörigen Bremsstrahlungsspektren graphisch aufsummiert. Da dazu eigentlich das ideale Spektrum schon bekannt sein muß, wurde ein Iterationsverfahren angewandt, wobei sich zeigte, daß schon die 2. Näherung eine genügende Genauigkeit abgab. Der zur wahren Intensität hinzuzufügende Anteil machte in unserem Fall je nach dem Antikathodenmetall im Mittel etwa 10–30% aus.

Ergebnisse

Die idealen Spektren zeigen nun sämtlich eine gegen die Abszisse konvexe Krümmung, die jedoch mit wachsender Ordnungszahl geringer wird. Nach kleinen Frequenzen hin nimmt die Krümmung zu und die Kurven steigen wesentlich steiler an als in der Nähe der Grenzfrequenz.

Dieser Anstieg ist am stärksten bei Al und nimmt nach Cu und Ag hin ab. Er beginnt, wie aus den bezüglich der Rückdiffusion nicht ergänzten Kurven (wahre Intensitätsverteilung) – diese verlaufen in ihrem unteren Teil ziemlich geradlinig – entnommen werden kann, ungefähr bei einer Frequenz von $\nu = 0{,}4\nu_0$.

Von der Spannung hängen die idealen Spektren insofern ab, als die Kurven in ihrem gesamten Verlauf mit abnehmender Spannung steiler werden. Die allgemeine Krümmung der Kurven nimmt jedoch in der gleichen Richtung ab. Die Neigungen an der Grenzfrequenz unterscheiden sich bei den Cu-Spektren zwischen 20 und 30 kV bzw. zwischen 30 und 40 kV um etwa 14–18%. Aus diesem Ergebnis kann aber nicht gefolgert werden, daß die Gesamtintensität schwächer als proportional dem Quadrat der Spannung U anwachse, da bei den kleinen Frequenzen die Fehlergrenzen zu groß sind und daher eine Extrapolation der Kurven bis zur Frequenz 0 ohne Willkür nicht möglich ist.

Die oben beschriebene Spannungsabhängigkeit variiert selbst wieder mit der Ordnungszahl und zwar geht sie mit wachsendem Z zurück: Die Anfangsneigungen der Al-Spektren unterscheiden sich für die betreffenden Spannungen um 20–25%, während dieser Effekt bei den früher an Wolfram ausgeführten Untersuchungen nur 5–7% ausgemacht hatte.

Für die weitere Z-Abhängigkeit ergibt sich Folgendes: Bei nicht zu kleinen Frequenzen steigt die Intensität nicht proportional der Ordnungzahl sondern etwas schneller an. Dieser Gang ist nach der Theorie über den Energieverlust der Kathodenstrahlen auch zu erwarten. Außerdem werden mit zunehmendem Z sowohl die allgemeine Krümmung der Kurven als auch der Anstieg bei kleinen Frequenzen, wie schon erwähnt, geringer. Auch hier fügen sich die an Wolfram erhaltenen Ergebnisse gut in das Bild ein.

Aus dem Vorangehenden geht deutlich hervor, daß die einfache Spektralformel $I\nu = C\,(\nu_0 - \nu)$, wie sie sich früher für Wolfram ergeben hatte, keine allgemeine Gültigkeit besitzt und es ist auch nicht mehr möglich, eine einfache analytische, für alle Metalle gültige Darstellung anzugeben. Nur bei schweren Elementen wie Wolfram wirken die verschiedenen, für die Entstehung des Spektrums maßgebenden Faktoren so zusammen, daß dafür die obige einfache Formel resultiert.

Diskussion

Der Zusammenhang zwischen dem idealen Spektrum $I\nu$ einer massiven Antikathode und der Intensitätsverteilung einer dünnen Schicht $i\nu$ ist gegeben durch die Integration von $i\nu$ über den Weg der Kathodenstrahl-

elektronen unter Berücksichtigung ihres Energieverlustes dU/ds. Da es hierbei nicht möglich ist, auch den Einfluß der Elektronendiffusion in Rechnung zu setzen, so liegt dieser implizite in der Intensitätsverteilung i_ν d. h. man hat bei schweren Elementen mit einem über alle Richtungen gemittelten Spektrum i_ν zu rechnen. Bei leichten und mittleren Elementen ist diese Mittelung mehr oder weniger unvollständig.

Um den jetzigen Ergebnissen gerecht zu werden, muß man die früher gemachten Ansätze für den Energieverlust der Elektronen und für die Intensitätsverteilung i_ν abändern:

1. Wie sich nach der Theorie und auch aus Experimenten ergibt, geht der Energieverlust der Kathodenstrahlen, abweichend vom Thomson-Whiddington'schen Gesetz, etwas schwächer als umgekehrt proportional U.

2. Für i_ν ist dann folgender Verlauf anzunehmen: Bei leichten Elementen steigt die Intensität von ν_0 an nach kleineren Frequenzen hin leicht an; bei Elementen hoher Ordnungszahl hingegen erfolgt in der gleichen Richtung ein Abfall der Intensität, während bei mittleren Elementen etwa der früher angenommene horizontale Verlauf zutreffen dürfte. Außerdem steigt die Intensität an der Grenzfrequenz bei Elementen mit kleinem Z stärker, bei schweren Elementen jedoch etwas schwächer als umgekehrt proportional ν_0 an.

Wegen des Einflusses der Diffusion ist dieses Ergebnis mit der Theorie über die Bremsstrahlung dünner Schichten nur bedingt vergleichbar. Während bei niederen Ordnungszahlen qualitativ Übereinstimmung herrscht, besteht für das Spektrum schwerer Elemente eine Abweichung insofern, als nach der Theorie die über alle Richtungen gemittelte Intensität mit abnehmender Frequenz ansteigt, nach unseren Ergebnissen jedoch abfällt. Hier dürften sich aber die Vernachlässigungen der theoretischen Ansätze bemerkbar machen, so daß eine solche Abweichung durchaus denkbar und auch zu erwarten ist.